

ФОРМИРОВАНИЕ ВОЛНЫ НАМАГНИЧЕННОСТИ В ПРЕДПРОБОЙНОЙ СТАДИИ РАЗРЯДА ПО ПОВЕРХНОСТИ ФЕРРИТА

А. А. Петров, С. М. Климович, Н. В. Пестовский,
И. Н. Тиликин, С. Ю. Савинов

На основе численного моделирования проанализированы электрофизические процессы, возникающие при прохождении импульсных электрических полей через диэлектрики с высокими значениями магнитной μ и диэлектрической ϵ проницаемостей. Показано, что при прохождении коротких мощных импульсов напряжения намагниченность ферритового цилиндра формируется в узком субмиллиметровом слое у поверхности диэлектрика. По достижении областью намагничивания противоположного электрода слой как целое стягивается к оси цилиндра. При этом фронт волны намагничивания в поверхностном слое движется со скоростью c . Проведенный анализ позволил построить модель, объясняющую формирование в предпробойной стадии разряда по поверхности твердого диэлектрика с высоким значением магнитной проницаемости μ узконаправленного короткого импульса когерентного электромагнитного излучения, основанную на возбуждении кратковременного намагничивания участков поверхности феррита при формировании поля в межэлектродном промежутке и последующего когерентного сложения элементарных волн, формирующих результирующее излучение.

Ключевые слова: электрофизические процессы, импульсные электрические поля, намагниченность, предпробойная стадия электрического разряда, когерентное излучение.

Введение. В ходе исследований ВУФ излучения плазмы сильноточного разряда по поверхности феррита [1, 2] в его начальной стадии была обнаружена генерация короткого узконаправленного импульса достаточно жесткого когерентного излучения ($h\nu > 500$ эВ) [3–5], направленного вдоль поверхности феррита. Яркость этого излучения значительно (более чем на порядок) превышала яркость излучения поверхности феррита, измеренную в [1, 2] в направлении, ортогональном поверхности.

Появление рентгеновского излучения от электрических разрядов в настоящее время хорошо известно. Так в [6] при исследовании Formed-Ferrite-Flash Plasma (FFFP, начальное напряжение ~ 30 кВ, длина разрядного промежутка 14.5 см) был зарегистрирован импульс рентгеновского излучения. Его формирование начиналось за ~ 2 мкс до начала сильноточной фазы разряда, т. е. в режиме разогрева аморфного канала на феррите и резко обрывалось с началом сильноточной фазы. В этом режиме происходила интенсивная электрон-ионная поверхностная эмиссия, электроны, попадая в сильное электрическое поле, формировали пучки быстрых электронов, которые возбуждали высокоэнергетические состояния атомов и ионов с последующим испусканием рентгеновского излучения. Это излучение наблюдалось в [6] перпендикулярно поверхности феррита и не обладало резко выраженной направленностью.

Генерация рентгеновского излучения происходит не только при поверхностных пробоях. Так, в [7, 8] наблюдалось рентгеновское излучение в предпробойной стадии импульсных атмосферных разрядов, вызванного убегающими электронами. В [9] зарегистрировано интенсивное рентгеновское излучение в метровом мегавольтном атмосферном разряде. Предложена модель электронного ускорения с последующей генерацией рентгеновских квантов за счет тормозного излучения. В [10] впервые обнаружено, что рентгеновское тормозное излучение при мегавольтном наносекундном пробое атмосферного воздуха характеризуется достаточно высокой направленностью (угловая расходимость $\sim 10^\circ$).

Заметим, что генерация рентгеновского излучения, наблюдаемая ранее в разрядах разного типа, была всегда связана с образованием пучков быстрых электронов. В нашем случае [3–5] мы обнаружили физическое явление иной природы, когда наблюдаемое рентгеновское излучение не обусловлено прохождением через разрядный промежуток высокоэнергетических электронов. Импульс излучения распространялся параллельно поверхности феррита в сторону анода с угловой расходимостью $< 2^\circ$. Высокая направленность излучения при отсутствии фокусирующих или ограничивающих устройств и квадратичная зависимость плотности потока энергии, переносимой импульсом иссле-

дуемого излучения, от длины рабочей части феррита указывала на его когерентный характер.

Для объяснения наблюдаемых экспериментальных результатов в [5] была высказана рабочая гипотеза о том, что в предпробойной стадии разряда, когда на катод подаётся высокое напряжение, в межэлектродном промежутке формируется продольное электрическое поле \mathbf{E} , возникает ток смещения с плотностью $\mathbf{J}_{\text{off}} = \frac{1}{4\pi} \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t}$, который вызывает формирование магнитного поля, напряженность которого направлена перпендикулярно \mathbf{J}_{off} и нормали к поверхности феррита \mathbf{n} . Как результат, через разрядный промежуток проходит мощный импульс магнитного поля. Этот импульс при своем прохождении через разрядный промежуток вызывает кратковременную намагниченность феррита – как результат каждый малый участок поверхности феррита становится источником когерентных элементарных электромагнитных волн. Излучающие магнитные диполи ориентированы так же, как и формирующее их магнитное поле, т. е. перпендикулярно \mathbf{J}_{off} и нормали к поверхности феррита \mathbf{n} . С учетом геометрии эксперимента происходит излучение цилиндрических элементарных волн, которые интерферируют друг с другом, формируя результирующее излучение. Если намагниченность приповерхностного слоя феррита и фронты элементарных волн распространяются с одинаковой скоростью, общая огибающая волновых фронтов элементарных волн существует в небольшой окрестности вблизи рабочей поверхности ферритовой призмы, где фазы элементарных волн, испущенных различными участками поверхности феррита, совпадают. В соответствии с принципом Гюйгенса в результате интерференции элементарные волны гасят друг друга всюду, за исключением их общей огибающей, где их напряженности складываются. Соответственно, результирующее излучение распространяется с малой угловой расходимостью параллельно поверхности феррита в направлении анода. Когерентность излучения, – как и в случае классического эффекта Вавилова–Черенкова [11–13], – следствие одинаковых условий возбуждения для всех излучателей. Указанная рабочая гипотеза может стать строгой моделью процесса генерации электромагнитного излучения в предпробойной стадии разряда по поверхности феррита при условии, что волна намагниченности распространяется в поверхностном слое феррита (диэлектрик, с высоким значением магнитной проницаемости μ) с той же скоростью, что и электромагнитный импульс над поверхностью диэлектрика. В противном случае общей огибающей у элементарных волн формироваться не будет. В настоящей работе были проанализированы электрофизические процессы, возникающие при прохождении импульсных электрических полей через диэлектрики с высокими значениями магнитной

μ и диэлектрической ε проницаемостей.

Прохождения импульсных электрических полей через диэлектрики с высокими значениями магнитной μ и диэлектрической ε проницаемостей. Напомним, что при отсутствии поверхностных токов проводимости, тангенциальные составляющие электромагнитного поля (т. е. составляющие, параллельные плоскости диэлектрика) у поверхности разрыва удовлетворяют условиям [14]:

$$E_{2t} = E_{1t}, \quad (1)$$

$$H_{2t} = H_{1t}, \quad (2)$$

где E_{1t} , H_{1t} – составляющие электрического и магнитного поля в поверхностном слое диэлектрика, а E_{2t} , H_{2t} – составляющие полей в поверхностном слое над диэлектриком.

Из соотношений (1)–(2) следует, что электромагнитные импульсы в поверхностном слое диэлектрика и над его поверхностью двигаются с одинаковой скоростью. Отметим, что формирование намагниченности – это материальный процесс, связанный с упорядочением ориентации магнитных моментов атомов ферромагнетика, обусловленных спином электронов. Этот процесс может занимать некоторое время t_0 , что в итоге приведет к временному сдвигу t_0 между прохождением электромагнитного импульса возбуждения и волны намагничивания. Тем не менее скорость волны намагничивания будет такой же, как и возбуждающего электромагнитного импульса, соответственно фазы элементарных волн, испущенных различными участками поверхности феррита, должны совпадать. В работе с помощью специальной компьютерной программы (Comsol Multiphysics 6.1.) решалась нестационарная электродинамическая задача для векторного потенциала магнитного поля \mathbf{A} (запись в системе СИ)

$$\nabla \times \mu_r^{-1}(\nabla \times \mathbf{A}) + \mu_0 \sigma \frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t} + \mu_0 \frac{\partial}{\partial t} \left(\varepsilon_0 \varepsilon_r \frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t} \right) = 0, \quad (3)$$

где ε_0 и μ_0 – диэлектрическая и магнитная постоянные вакуума, ε_r и μ_r – относительные диэлектрическая и магнитная проницаемости образца. Расчетная область представлена на рис. 1. Сплошной ферритовый стержень длиной 10 см и диаметром 2 см располагался между двумя полусферическими электродами в разрыве центральной жилы коаксиального волновода с импедансом 149 Ом. Диаметр центральной жилы 2 см, внутренний диаметр оплетки 24 см. ТЕМ волна проходила через границу 2 со стороны первого электрода (указано на рис. 1). Граничное условие по 1 и 2 границе на рис. 1 – волновод с импедансом 149 Ом, по границе 3 – сверхпроводящая поверхность.

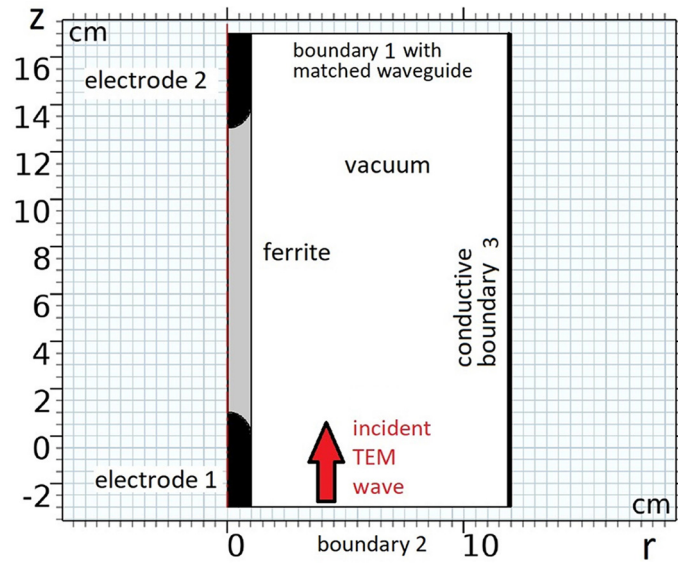


Рис. 1: Сечение коаксиального волновода с ферритовым стержнем диаметром 2 см полуплоскостью, проходящей через ось волновода. Диаметр центральной жилы волновода 2 см, внутренний диаметр оплетки 24 см.

Рассматривалось прохождение следующих электрических импульсов с амплитудой напряжения $U_0 = 100$ кВ:

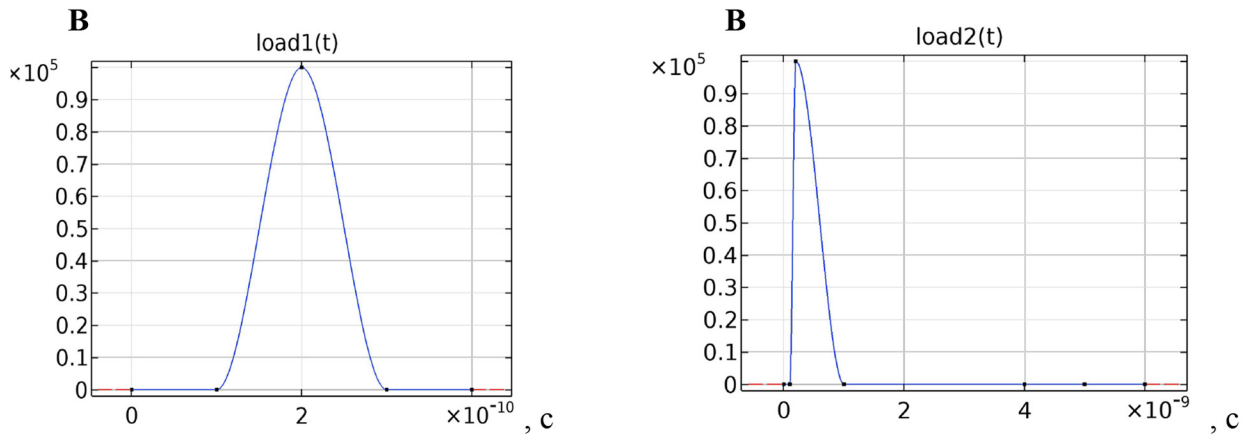


Рис. 2: Время нарастания напряжения 0.1 нс. Время спада напряжения 0.1 нс. Общая длительность импульса 0.2 нс.

Рис. 3: Время нарастания напряжения 0.1 нс. Время спада напряжения 1 нс. Общая длительность импульса 1 нс.

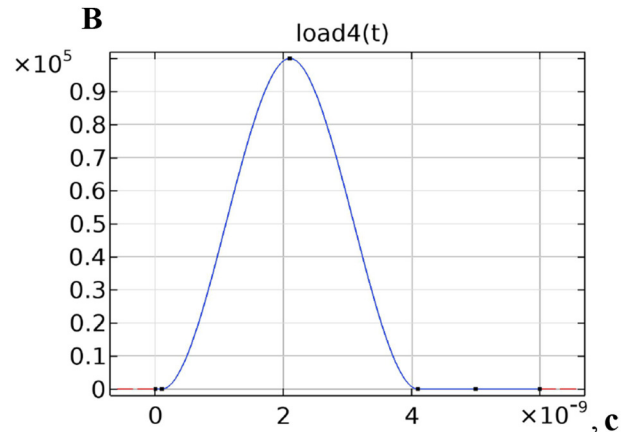
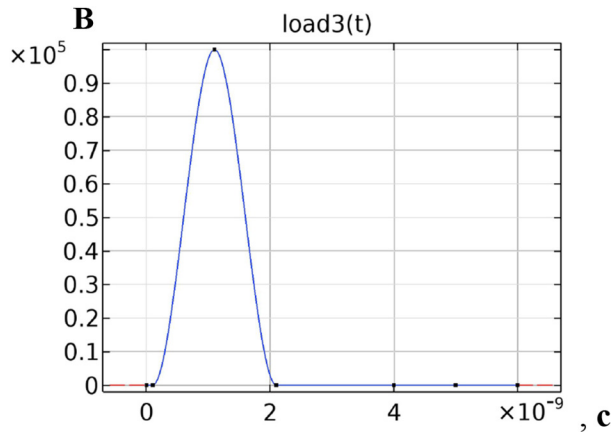


Рис. 4: Время нарастания напряжения 1 нс. Время спада напряжения 1 нс. Общая длительность импульса 2 нс.

Рис. 5: Время нарастания напряжения 2 нс. Время спада напряжения 4 нс. Общая длительность импульса 4 нс.

Анализировалась пространственно-временная зависимость φ -компоненты намагниченности I_φ (магнитный момент единицы объёма диэлектрика). Расчеты осуществлялись в цилиндрической системе координат (переменные ρ, φ, z), ось $0z$ совпадает с осью цилиндра и волновода.

В качестве примера, на рис. 6–8 проиллюстрирована картина формирования намагниченности при воздействии на ферритовый стержень с $\varepsilon = 10, \mu = 1000$, длины $L = 10$ см и диаметром 2 см импульса напряжения (времена нарастания и спада напряжения $\tau_r = \tau_f = 0.1$ нс; длительность импульса $\tau_r + \tau_f = 0.2$ нс; амплитуда напряжения $U_0 = 100$ кВ). На рисунках дано распределение φ -компоненты намагниченности I_φ в определенный момент времени по сечению ферритового стержня полуплоскостью, проходящей через ось цилиндра. Рис. 6 соответствует времени после начала импульса $t_1 = 0.1$ нс. Из рисунка видно, что за это время сформировался приповерхностный тонкий слой намагниченности длины $l(0.1 \text{ нс}) = 3$ см, соответственно, скорость распространения волны намагничивания $v_m = c$. Рис. 7 соответствует моменту времени $t_2 = 0.25$ нс. За это время сформировался приповерхностный тонкий слой намагниченности длины $l(0.25 \text{ нс}) = 7.5$ см, соответственно, скорость распространения волны намагничивания $v_m = c$. И наконец, рис. 8 соответствует моменту времени $t_3 = 0.61$ нс. За это время свет проходит расстояние $l(0.61 \text{ нс}) = 18.3$ см, т. е. в случае стержня длиной $L = 10$ см волна намагничивания заведомо достигла противоположного электрода.

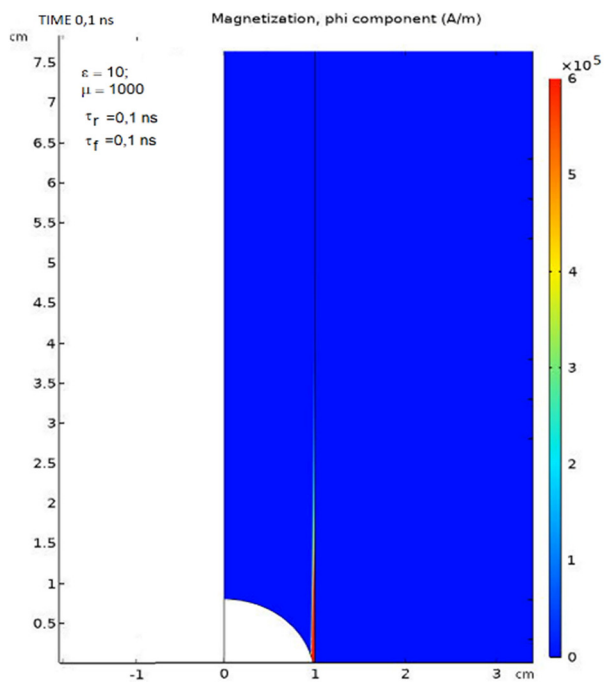


Рис. 6: Картина формирования намагниченности в момент времени $t_1 = 0.1 \text{ нс}$.

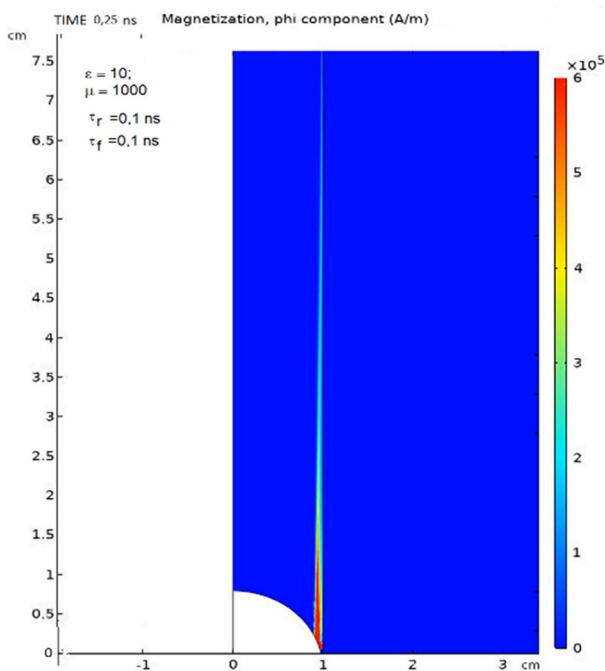


Рис. 7: Картина формирования намагниченности в момент времени $t_2 = 0.25 \text{ нс}$.

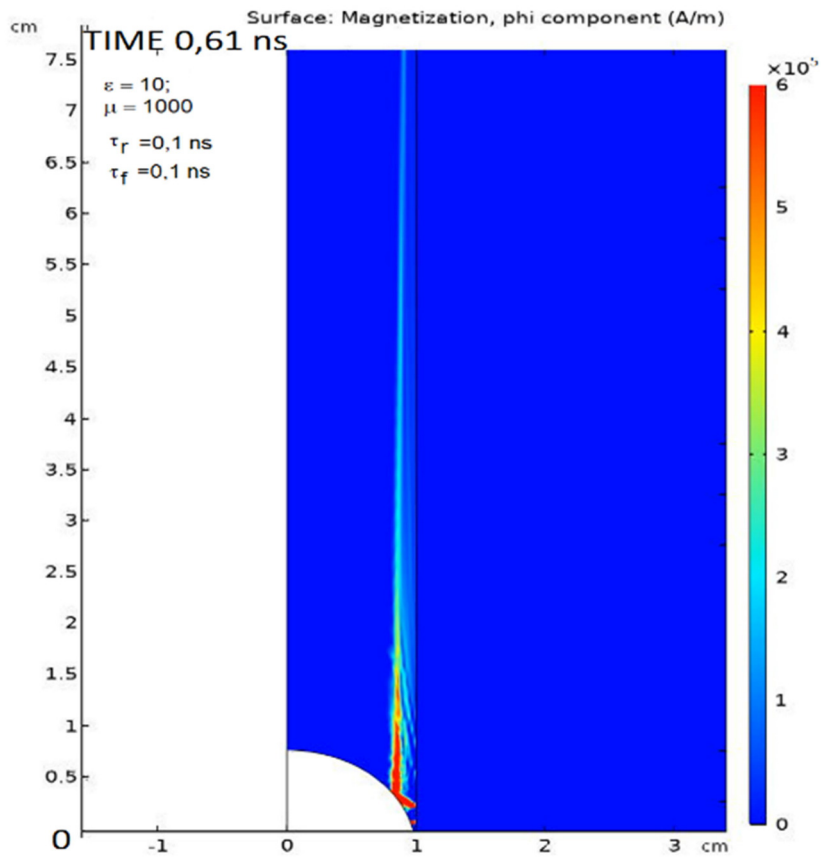


Рис. 8: Картина формирования намагниченности в момент времени $t_3 = 0.6$ нс.

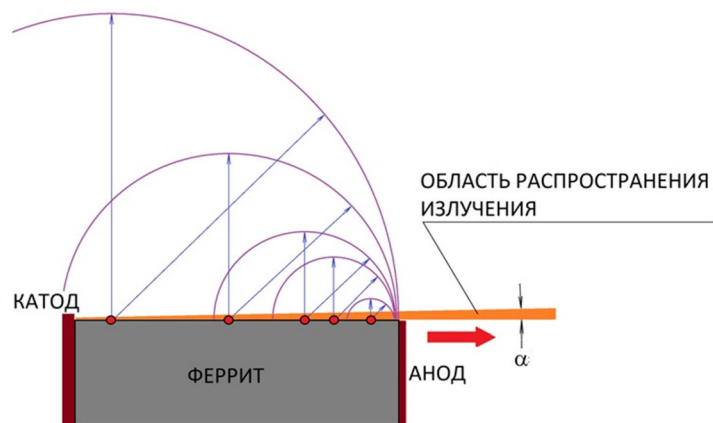


Рис. 9: Схема, поясняющая формирование области распространения когерентного излучения.

Видно, что слой с отличной от нуля намагниченностью как целое стягивается к оси ферритового цилиндра, соответственно, излучение, которое в нем может формироваться, будет поглощаться внешним слоем феррита.

В итоге было установлено, что при прохождении всех рассмотренных импульсов напряжения намагниченность ферритового цилиндра формируется в узком цилиндрическом субмиллиметровом слое сначала у поверхности цилиндра, а по достижении волны намагничивания противоположного электрода слой как целое стягивается к оси цилиндра. Важно отметить, что фронт волны намагничивания в поверхностном слое движется со скоростью c . Для рассматриваемого образца феррита величины диэлектрической и магнитной проницаемостей составляют $\varepsilon \sim 10$ и $\mu \sim 1000$. И если бы скорость движения фронта волны намагничивания составляла $v_m = c/\sqrt{\varepsilon\mu} = 0.01 c$, то ни о каком когерентном сложении элементарных электромагнитных волн, испущенных различными участками поверхности феррита, не было бы речи.

Таким образом рабочая гипотеза, объясняющая формирование в предпробойной стадии разряда по поверхности твердого диэлектрика узконаправленного короткого импульса электромагнитного излучения, получила свое обоснование.

Заключение. В заключение подчеркнем важную особенность и новизну наблюдаемого нами явления – здесь нет оптически прозрачной среды с показателем преломления n и нет заряда, движущегося со скоростью $v_e > c/n$. Исследуемое излучение формируется по мере прохождения возбуждающего электромагнитного импульса над поверхностью ферритовой призмы. Этот импульс при своем прохождении через разрядный промежуток вызывает кратковременную намагниченность феррита – как результат, каждый малый участок поверхности феррита становится источником когерентных элементарных электромагнитных волн. Фронт волны намагничивания в поверхностном слое феррита и инициируемое им излучение движутся в одном направлении с одинаковой скоростью, а область распространения формируется в результате когерентного сложения элементарных электромагнитных волн. Как результат, суммарное излучение от всей поверхности сконцентрировано в малой пространственной области, что объясняет высокую интенсивность и направленность излучения.

На рис. 9 представлена схема, поясняющая формирование области распространения излучения вследствие когерентного сложения элементарных электромагнитных волн.

Работа поддержана грантом РФФИ № 19-79-30086.

Л И Т Е Р А Т У Р А

- [1] I. N. Tilikin, S. N. Tskhai, T. A. Shelkovenko, et al., *Plasma Physics Reports* **44**(6), 600 (2018). DOI: 10.1134/S1063780X18060107.
- [2] I. N. Tilikin, S. N. Tzhai, T. A. Shelkovenko, et al., *IEEE Transactions on Plasma Science* **46**(11), 3982 (2018). DOI: 10.1109/TPS.2018.2873065.
- [3] С. Н. Андреев, А. В. Бернадский, Г. А. Душкин и др., *Краткие сообщения по физике ФИАН* **48**(10), 43 (2021). DOI: 10.3103/S1068335621100031.
- [4] S. N. Andreev, A. V. Bernatskiy, G. A. Dushkin, et al., *Journal of Physics: Conference Series* **2270**, 012039 (2022). DOI: 10.1088/1742-6596/2270/1/012039.
- [5] I. N. Tilikin, S. Yu. Savinov, N. V. Pestovskii, et al., *Journal of Physics D: Applied Physics* **55**, 405006 (2022). <https://doi.org/10.1088/1361-6463/ac83cf>.
- [6] K. Watanabe, K. Furusho, S. Kashiwabara, R. Fujimoto, *Journal of Applied Physics* **68**(10), 5059 (1990). DOI: 10.1063/1.347068.
- [7] А. В. Козырев, В. Ф. Тарасенко, Е. Х. Бакшт, Ю. В. Шутько, *Письма в журнал технической физики* **37**(22), 26 (2011). DOI: 10.1134/S1063785011110253.
- [8] D. A. Sorokin, V. F. Tarasenko, C. Zhang, et al., *Laser and Particle Beams* **36**(2), 186 (2018). DOI: 10.1017/S0263034618000150.
- [9] P. Kochkin, C. Köhn, U. Ebert, L. van Deursen, *Plasma Sources Science and Technology* **25**(4), 044002 (2016). DOI: 10.1088/0963-0252/25/4/044002.
- [10] A. V. Agafonov, A. V. Oginov, A. A. Rodionov, et al., *Plasma Sources Science and Technology* **28**(9), 095014 (2019). DOI: 10.1088/1361-6595/ab3c79.
- [11] П. А. Черенков, *Доклады академии наук СССР* **2**(8), 451 (1934).
- [12] P. A. Serenkov, *Phys. Rev.* **52**, 378 (1937). DOI: 10.1103/PhysRev.52.378.
- [13] И. М. Франк, И. Е. Тамм, *Доклады академии наук СССР* **14**(3), 107 (1937).
- [14] И. Е. Тамм, *Основы теории электричества* (М., Физматлит, 2003). ISBN 5-9221-0313-X.

Поступила в редакцию 5 сентября 2023 г.

После доработки 5 октября 2023 г.

Принята к публикации 6 октября 2023 г.